

УДК 532.22
PACS 47.55.D-

Динамика паровоздушной смеси в зазоре между каплей и твёрдой подложкой

Ф. В. Демин¹, В. А. Демин^{1,2†}

¹ Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

² Пермский государственный национальный исследовательский университет, Пермь, Россия

† demin@psu.ru

В работе представлены результаты численного моделирования движения воздуха и водяного пара из-под капли, находящейся в подвешенном состоянии над горячей твёрдой подложкой. Ранее подобная задача была решена в упрощённой постановке с помощью модифицированного уравнения для концентрации водяного пара с модельным учетом конвективного переноса среды. Сейчас для описания массопереноса используется полная система уравнений Навье–Стокса, которая замыкается при помощи уравнения состояния для двухкомпонентного идеального газа. Задача решается численно методом конечных разностей в осесимметричной постановке. Получены поля скорости паровоздушной смеси и концентрации пара, которые демонстрируют наличие избыточного давления под каплей за счёт интенсивного испарения вследствие нагрева от горячей подложки. Для экспериментальных значений материальных параметров показана возможность левитации капли над подложкой. Представленные данные неплохо согласуются с результатами расчетов, которые были получены ранее в рамках более простого подхода.

Ключевые слова: капля воды; испарение; левитация; течение паровоздушной смеси

Поступила в редакцию 01.01.2026; после рецензии 01.02.2026; принята к опубликованию 01.03.2026

Dynamics of the steam-air mixture in the gap between a drop and a solid substrate

F. V. Demin¹, V. A. Demin^{1,2†}

¹ Perm National Research Polytechnic University, Perm, Russia

² Perm State University, Perm, Russia

† demin@psu.ru

This paper presents the results of numerical modeling of the air and water vapor motion from beneath a drop hovering over a hot solid substrate. A similar problem was previously solved in a simplified formulation using a modified equation for water vapor concentration with model-based consideration of convective transport. In the present study, the full system of Navier – Stokes equations is used to describe mass transfer of the steam-air mixture. The physical model is closed using the equation of state for a two-component ideal gas. The problem is solved numerically with the help of the finite difference method in an axisymmetric formulation. The obtained velocity fields for the steam-air mixture and for the vapor concentration demonstrate the presence of excess pressure beneath the drop due to intense evaporation caused by heating from the hot substrate. For experimental values of the material parameters, the possibility of a drop levitation above the substrate is demonstrated. The presented data are in good agreement with the calculation results previously obtained using a simpler approach.

Keywords: water drop; evaporation; levitation; steam-air mixture flow

Received 01 January 2026; revised 01 February 2026; accepted 01 March 2026

doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-33-42

1. Введение

1.1. Левитация капель над твёрдой подложкой

Изучение различных явлений, связанных с каплями и капельными системами, составляет важный раздел теплофизики [1]. С необходимостью корректного описания поведения как индивидуальных капельных объектов, так и их коллективной динамики приходится сталкиваться в паровых котлах, теплообменниках, системах сгорания топлива и даже в науке о пожаротушении. Это могут быть обычные капли воды самой разной формы, мельчайшие порции сжигаемого топлива, многокомпонентные, полностью жидкие или дисперсные капельные системы, иными словами, капельные объекты настолько разнообразны, что с ними приходится сталкиваться практически во всех сферах жизнедеятельности.

Одним из интересных и заслуживающих отдельного внимания эффектов является возможность левитации капли над поверхностью жидкости или твёрдой подложкой. Подобное поведение определяется разными причинами, и в каждом случае требует своего объяснения. В обзорной работе [2] изучается витание капель над горячей поверхностью, так что они находятся во взвешенном состоянии за счёт набегающего снизу потока воздуха. В этом случае форма капель при зависании в воздушном потоке отлична от сферической [3, 4]. Более сложная форма определяется тем, что помимо капиллярных сил на каплю со стороны воздушного потока действует динамическое давление. Верхняя часть капли имеет форму полусферы, в то время как нижняя граница уплощена. Асимметрия между верхом и нижней частью капли увеличивается с ростом её массы. При определенных размерах капля становится неустойчивой в потоке воздуха, и она разрывается на более мелкие фрагменты. Имеется простая оценка сверху для радиуса капли при определённом коэффициенте поверхностного натяжения, которая ограничивает возможность существования сколь угодно больших капель в стабильном состоянии:

$$R_{\max} = \sqrt{3\sigma C / \rho_l g},$$

где C – коэффициент гидродинамического сопротивления (для сферы он принимается равным 0.4), σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ_l – плотность жидкости, g – ускорение силы тяжести. Несложно убедиться, что для воды приведённая

формула даёт максимальный радиус капли порядка 3 мм.

1.2. Эффект Лейденфроста на гладких и шероховатых поверхностях

Тем не менее, пожалуй, среди самых узнаваемых и обсуждаемых явлений стоит отметить отскок капли от сильно перегретой подложки за счёт резкого вскипания некоторой прослойки воды в капле вблизи границы соприкосновения с подложкой. В результате взрывного парообразования давление между каплей и подложкой скачкообразно повышается. Для возгонки части жидкости требуется передача большого количества тепла за очень короткое время. Это оказывается возможным при соприкосновении с высокотеплопроводной границей, имеющей очень большую температуру. Именно поэтому данное явление как правило наблюдается при тепловом контакте с перегретыми металлическими поверхностями.

Когда капля много, при возникновении паровой прослойки между ними и подложкой возникает дополнительный теплоизолирующий слой, в результате чего происходит кризис теплообмена, который применительно к капельным системам известен как эффект Лейденфроста [5, 6]. Данный эффект характеризуется более продолжительным временем существования капельного образования в сравнении с простым испарением капли с твёрдой подложки. Одним из способов борьбы с этим эффектом является смещение кризиса теплообмена второго рода в область более высоких температур путем нанотекстурирования поверхностей, которое позволяет управлять смачиваемостью в зависимости от свойств шероховатости стенок рабочей полости.

1.3. Адгезия капель и динамика краевого угла

В работе [7] теоретически исследовался процесс соударения капли с твёрдой поверхностью. Задача о деформации капли решалась в невязком приближении с учётом адгезионного взаимодействия жидкости с подложкой. Показано, что в зависимости от числа Вебера, которое характеризует отношение инерционных сил к силам поверхностного натяжения, и значения равновесного краевого угла, возможны как прилипание капли к подложке, так и её отрыв после стадии отката. На плоскости двух параметров (число Вебера – равновесный краевой угол) определены области существования

разных типов удара. В частности, подтверждены экспериментальные данные для капель ртути, которые в результате удара о стеклянную подложку либо прилипали к ней при малых значениях числа Вебера, или при больших значениях этого параметра наблюдался отрыв капель.

Как и в состоянии левитации, капля, находящаяся в равновесии на смачиваемой поверхности, имеет более сложную несферическую форму. Как показывают расчёты [8], численное решение уравнения для поверхности даёт отклонение от сферической формы, которое фактически определяется единственным безразмерным параметром – числом Бонда. В дополнение, имеется очевидная разница между лежащей и висящей на твердой поверхности каплями [8].

При обсуждении вопроса смачиваемости нельзя обойти стороной фундаментальную обзорную работу де Жена [9]. Ключевые вопросы, поднятые в этой статье, конструктивные предложения по решению актуальных на то время задач и дальнейшие пути развития взглядов о системах с межфазной границей дали существенный толчок в понимании микрофлюидических процессов в многофазных системах: капиллярных явлений, смачиваемости гидрофобных и гидрофильных поверхностей, движении контактной линии и динамики краевого угла [10, 11].

В работе [12] рассмотрена возможность левитации капли воды при наличии избыточного давления под ней за счёт интенсивного испарения в результате теплового взаимодействия с твердой нагретой подложкой (рис. 1).

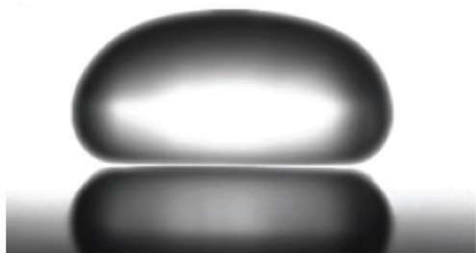


Рис. 1. Экспериментальная фотография капли воды, парящей над горячей металлической подложкой. Температура пластины $T = 300\text{ }^\circ\text{C}$; снимок взят из обзорной статьи [2]

Показано, что водяной пар, даже если он вытесняет воздух при навязывании условия постоянства плотности воздушной смеси, приводит к возникновению избыточного давления под каплей и, как следствие, может служить причиной её левитации над подложкой. Численно методом конечных разностей найдены распределения давления, концентрации водяных паров под каплей в режиме стационарного истечения. Определено расстояние

между каплей и подложкой. Вычислена плотность потока пара, необходимая для удержания капли в равновесии.

Однако для расчёта избыточного давления под каплей в работе [12] использовалось существенное приближение. А именно, предполагалось, что пар диффундирует через воздух наподобие того, как происходит фильтрационное движение через пористую среду. Модель позволяла не решать полную систему уравнений гидродинамики, а предполагала описание просачивания пара через воздух с помощью одного самодостаточного нелинейного дифференциального уравнения для концентрации пара.

Так как концентрация однозначно связана с парциальным давлением, появляется простая возможность вычислить распределение давления под каплей и получить условие левитации капли. Несмотря на определённую обоснованность рассуждений и выводов статьи [12], возникает задача верификации этих результатов на основе полной системы уравнений гидродинамики. Этому вопросу и посвящена данная работа.

2. Система базовых уравнений для парогазовой смеси

2.1. Постановка задачи и оценки

Пусть полное давление p парогазовой смеси является результатом сложения парциальных давлений материнской среды – воздуха, и примеси – водяного пара. Аналогично определяется общая плотность ρ газовой смеси:

$$p = p_a + p_w, \quad \rho = \rho_a + \rho_w. \quad (2.1)$$

Для простоты в рамках развиваемого подхода будем предполагать, что общая плотность парогазовой смеси практически не изменяется в пределах всего рабочего пространства под каплей. Иными словами, изменение плотности в пространстве одного компонента в первую очередь компенсируется изменением другого, т.е. выполняются условия

$$\rho = \text{const}, \quad \text{div } \vec{v} = 0.$$

Предлагаемая модель подразумевает рассмотрение нестационарного двумерного движения паровоздушной смеси по причине образования избыточного давления под каплей в результате испарения с её нижней поверхности при тепловом взаимодействии с горячей подложкой. Схематически геометрия задачи представлена на рис. 2.

На рис. 2 введены следующие обозначения: L – радиус сплюсненной капли, h – расстояние между каплей и подложкой. Для нахождения высоты h , на которой парит капля предполагалось, что капля представляет собой двухосный эллипсоид с полуосями L и $H/2$.

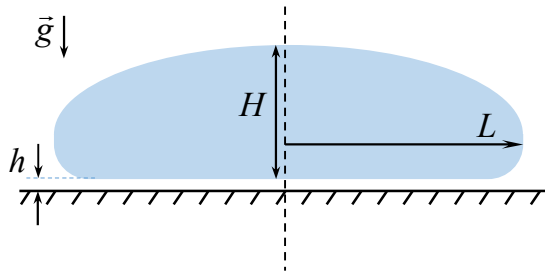


Рис. 2. Схематическое изображение капли, парящей над подложкой в поле тяжести

Эти геометрические параметры нормируются задаваемым объёмом $v_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3$, что даёт радиус $L = 1.06 \text{ мм}$ при массе $m = 5 \text{ мг}$. Расчёт [12], выполненный итерационным методом, дал равновесное расстояние между каплей и подложкой $h = 6 \text{ мкм}$. Таким образом, моделирование движения паровоздушной смеси под каплей будем производить, как в работе [12], в сильно вытянутой области с размерами $1.06 \times 6 \text{ мкм}$.

Среднемассовая скорость двухкомпонентного газа определяется следующим образом:

$$\vec{V} = \frac{\rho_a \vec{v}_a + \rho_w \vec{v}_w}{\rho_a + \rho_w}, \quad (2.2)$$

где \vec{v}_a , \vec{v}_w – скорости воздуха и водяного пара соответственно, причем предполагается, что под каплей имеет место структура течения, для описания которой наиболее естественными являются цилиндрические координаты:

$$\vec{V} = \vec{V}(u, 0, w), \quad u = u(r, z, t), \quad w = w(r, z, t). \quad (2.3)$$

Среднемассовая скорость потока с нижней поверхности капли задается постоянной и оценивается через скорость молекул в ходе испарения:

$$V_z = -\rho_w \bar{v} / 2(\rho_w + \rho_a), \quad (2.4)$$

где $\bar{v} = \sqrt{8RT / \pi \mu_w}$ – среднеарифметическая скорость, с которой молекулы воды отрываются от поверхности капли. Знак минус в (2.4) показывает, что скорость ориентирована от поверхности капли к подложке. Множитель $1/2$ в формуле (2.4) возникает в результате осреднения по всем возможным направлениям вниз; R – универсальная газовая постоянная, μ_w – молярная масса воды. При этом воздух вплотную примыкает к поверхности капли без всякого рода переходных слоев, и его макроскопическая скорость на этой границе считается равной нулю.

2.2. Вывод базовых уравнений

Изменение скорости потока газовой смеси определяется из уравнения Навье–Стокса [13]:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) \vec{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta \vec{V}.$$

Здесь ν – кинематическая вязкость газа, ρ – полная локальная плотность газа. Действием силы тяжести пренебрегаем. Спроектируем это уравнение на радиальную и аксиальную координатные оси:

$$\begin{aligned} r: \quad \frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} &= \\ &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\Delta V_r - \frac{V_r}{r^2} \right), \end{aligned}$$

$$z: \quad \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta V_z.$$

Здесь Δ – оператор Лапласа в цилиндрических координатах. Массовая концентрация водяного пара определяется следующим образом:

$$C = \frac{\rho_w}{\rho_a + \rho_w}.$$

Уравнение, описывающие диффузионно-конвективный перенос водяного пара, имеет вид:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\vec{V} \nabla) C = D \Delta C,$$

или

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V_r \frac{\partial C}{\partial r} + V_z \frac{\partial C}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right),$$

где D – коэффициент диффузии. Перепишем давление p в уравнении Навье–Стокса через концентрацию C :

$$C = \frac{\rho_w}{\rho_a + \rho_w} = \frac{\rho_w}{\rho}, \quad \rightarrow \quad \rho_w = C \rho.$$

Используем выражение для общего давления газа: $p = p_a + p_w$. Из уравнения состояния, парциальные давления воздуха и водяного пара равны:

$$p_a = \frac{\rho_a RT}{\mu_a}, \quad p_w = \frac{\rho_w RT}{\mu_w},$$

где T – значение температуры в системе СИ, μ_a , μ_w – молярные массы воздуха и воды, соответственно. Таким образом, согласно (2.1.) общее давление равно:

$$p = \frac{\rho_a RT}{\mu_a} + \frac{\rho_w RT}{\mu_w} = RT \left(\frac{\rho_a}{\mu_a} + \frac{\rho_w}{\mu_w} \right).$$

С учётом следующего соотношения $\rho_a = \rho - \rho_w$, $\rho_w = C \rho$, окончательно выражаем давление p через концентрацию C :

$$p = RT \left(\frac{\rho - C\rho}{\mu_a} + \frac{C\rho}{\mu_w} \right) = RT \left(\frac{\rho}{\mu_a} + C\rho \left(\frac{\mu_a - \mu_w}{\mu_a \mu_w} \right) \right).$$

Подставляем полученное выражение для давления в проекции уравнения Навье–Стокса и упрощаем с учётом постоянства общей плотности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_r}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_r}{\partial z} &= \\ &= -RT \left(\frac{\mu_a - \mu_w}{\mu_a \mu_w} \right) \frac{\partial C}{\partial r} + \nu \left(\Delta V_r - \frac{V_r}{r^2} \right), \\ \frac{\partial V_z}{\partial t} + V_r \frac{\partial V_z}{\partial r} + V_z \frac{\partial V_z}{\partial z} &= \\ &= -RT \left(\frac{\mu_a - \mu_w}{\mu_a \mu_w} \right) \frac{\partial C}{\partial z} + \nu \Delta V_z. \end{aligned}$$

Далее вспомним введённые ранее обозначения $V_r = u$, $V_z = w$ и запишем итоговую систему уравнений для описания конвективно-диффузионного переноса парогазовой смеси:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= \\ &= -\Lambda \frac{\partial C}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right), \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= \\ &= -\Lambda \frac{\partial C}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial r} + w \frac{\partial C}{\partial z} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial C}{\partial r} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right), \quad (2.7)$$

где для удобства введён новый размерный, знакоположительный параметр [14]:

$$\Lambda = RT \frac{\mu_a - \mu_w}{\mu_a \mu_w}, \quad (2.8)$$

определяющий величину силы, связанной с градиентом давления, который, в свою очередь, возникает за счёт разности концентраций компонентов в парогазовой смеси. Для температуры нижней части капли $t = 90^\circ\text{C}$ ($T = 363\text{ K}$) значение параметра (2.8) составляет $\Lambda = 63567\text{ м}^2/\text{с}^2$.

3. Граничные условия и методика расчёта

К системе уравнений (2.5)–(2.7) необходимо добавить граничные условия. Приведём сначала крайние условия на левой и нижней границах расчётной области:

$$r = 0: \quad \frac{\partial C}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad (3.1)$$

$$z = 0: \quad \frac{\partial C}{\partial z} = 0, \quad u = w = 0. \quad (3.2)$$

Граничное условие (3.1) на оси отвечает за условие осевой симметрии искомых полей. Согласно (3.2), на твёрдой подложке имеют место условия прилипания и непроницаемости для паровоздушной смеси.

На правой вертикальной границе устанавливается отличная от нуля скорость вытекания пара. Пусть выход паровоздушной смеси происходит без какой-либо задержки. В результате имеем

$$r = L: \quad \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{\partial w}{\partial r} = 0. \quad (3.3)$$

Для простоты предположим, что на выходе из-под капли справедливо условие, описывающее модельным образом ситуацию, когда избыточное давление паровоздушной смеси на бесконечности асимптотически убывает до атмосферного по закону $\sim 1/r^2$. В дополнение учтём, что на удалении от капли имеет место относительная влажность воздуха 50%. В результате несложных выкладок приходим к граничному условию третьего рода на концентрацию при вытекании пара из-под капли:

$$r = L: \quad \frac{\partial C}{\partial r} = -\frac{2}{L}(C - C_\infty). \quad (3.4)$$

В граничное условие (3.4) входит параметр C_∞ , оценка которого в случае пятидесятипроцентной относительной влажности воздуха даёт $C_\infty = 0.25$.

Особого обсуждения требуют граничные условия на поверхности капли, с которой происходит испарение. Будем считать, что в начальный момент времени, когда в воздухе содержится минимальное количество пара, молекулы воды отрываются от поверхности капли в разные стороны со среднеарифметической скоростью

$$\bar{v} = 653\text{ м/с.}$$

Осредняя по всем возможным направлениям, найдём z-компоненту скорости пара с поверхности, а именно

$$\bar{v}_\parallel = 326\text{ м/с.}$$

Однако, в уравнениях (2.5)–(2.7) фигурирует среднemasсовая скорость, которая выражается через потоки соответствующих компонентов формулами (2.2) и (2.4). Также, согласно закону Герца–Кнудсена испарение с поверхности жидкости должно прекращаться при достижении в газовой фазе состояния насыщения. В результате приходим к граничным условиям для скорости и концентрации на поверхности капли:

$$z = h: V_z = -\frac{\rho_w \bar{v}_{||}}{\rho_w + \rho_a} \left(1 - \frac{C}{C_n}\right), \quad (3.5)$$

$$C = C_n.$$

Радиальная компонента скорости на поверхности капли полагается равной нулю.

В начальный момент времени парогазовая смесь под каплей считается неподвижной. Начальная относительная влажность воздуха под каплей принимается равной 50 %, как снаружи.

Система дифференциальных уравнений (2.5)–(2.7) совместно с граничными условиями (3.1)–(3.5) образуют начально-краевую задачу, которая решалась методом конечных разностей в соответствии с явной схемой [15, 16]. При аппроксимации пространственных производных использовались центральные разности второго порядка точности. Для дискретизации производных по времени применялись аппроксимации в виде односторонних разностей «вперёд». В ходе расчётов кинематическая вязкость паровоздушной смеси и коэффициент диффузии принимались равными $\nu = 2.21 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ и $D = 5.0 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ [17].

Шаг по радиальной и аксиальной координатам был разным, но постоянным. Число узлов варьировалось, и по результатам исследования сходимости было установлено, что для приемлемого разрешения быстрого убывания концентрации пара на выходе из-под капли удовлетворительную точность дала сетка 141:35. Шаг по времени выбирался из соображений устойчивости расчётной схемы.

Авторский программный код был написан на языке FORTRAN-90. В ходе численного моделирования выводились промежуточные поля скорости паровоздушной смеси и концентрации пара. Расчёты проводились вплоть до установления стационарного состояния, в ходе которого фактически всё пространство под каплей заполнялась насыщенным паром за исключением области вблизи выхода в открытое пространство.

4. Результаты расчётов и обсуждение

Расчёты показали, что характерное время установления в рассматриваемом процессе не превышает сотни микросекунд. На начальном этапе порядка нескольких микросекунд пар быстро заполняет пространство под каплей, в результате чего давление повышается до значения, которое может обеспечить парение капли над подложкой. Время установления стационарного состояния хорошо согласуется с данными работы [12], в которой эта величина была вычислена с помощью более простого подхода с учётом в модели конвективного массопереноса в системе как просачивания пара через воздух.

В рамках предлагаемой модели, в отличие от [12], производится полноценный расчёт поля ско-

рости паровоздушной смеси при её вытекании из-под капли. На рис. 3 представлено распределение скоростей на переходной стадии в момент времени $t = 1 \text{ мкс}$. Для наглядности по осям откладывается число узлов, а не реальные размеры расчётной области. Видно, что пар интенсивно заполняет пространство под каплей, причём скорость элементов парогазовой смеси в тонкой прослойке между каплей и подложкой имеет преимущественно z -координату. Проекция скорости на радиальную ось в объеме под каплей на два порядка меньше, так как в ходе испарения молекулы водяного пара в среднем имеют только z -координату, а толщина парогазового слоя под каплей очень мала. Парогазовая смесь не успевает поворачиваться в сторону выхода из-под капли, упираясь в нижнюю твёрдую границу. Фактически здесь имеет место явление, напоминающее так называемый «поршень-эффект»: только на выходе из-под капли у паровоздушной смеси в поле скорости появляется заметная радиальная составляющая, которая отвечает за вытекание газа в окружающее пространство.

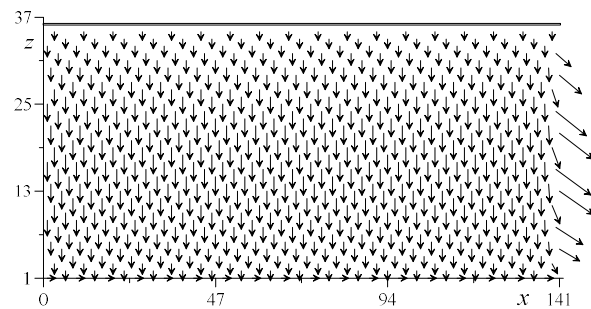


Рис. 3. Поле скорости под каплей в момент времени 1 мкс

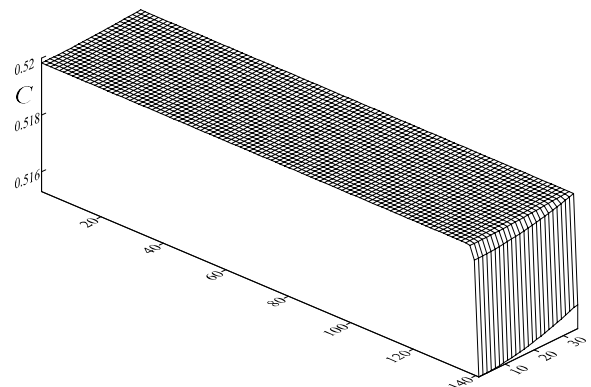


Рис. 4. Поле концентрации водяного пара под каплей в момент времени 1 мкс

Поле концентрации пара в воздухе в промежуточный момент времени $t = 1 \text{ мкс}$ изображено на рис. 4. Видно, что даже на стадии установления пар практически сразу равномерно заполняет пространство под каплей за исключением области на выходе из-под капли. Скрининг поля концентрации показывает, что даже вблизи подложки относительная влажность воздуха в этот момент време-

ни уже составляет 99.9 %. Несмотря на то, что пар частично вытесняет воздух, суммарно давление паровоздушной смеси увеличивается за счёт интенсивного испарения с поверхности капли, что обеспечивает возможность левитации капли над подложкой, хотя бы некоторое непродолжительное время.

За время порядка 100 мкс концентрация пара во всём пространстве под каплей достигает насыщения, т.е. максимального значения при данных термодинамических параметрах, в результате чего поток пара с поверхности жидкости уменьшается в соответствии с граничным условием (3.5). На рис. 5 представлено поле скорости парогазовой смеси в состоянии полного установления.

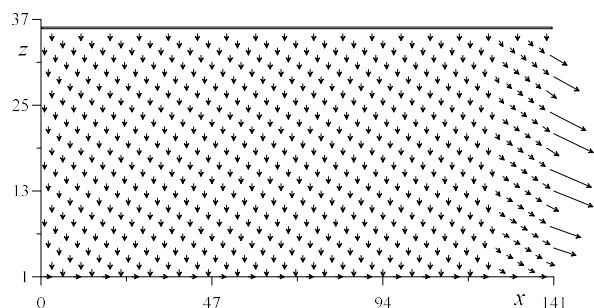


Рис. 5. Поле скорости под каплей в момент времени 200 мкс

Видно, что в большей части пространства под каплей среда вследствие насыщения паром практически перестает двигаться. Вертикальная компонента скорости становится практически равной нулю. Паровоздушная смесь приобретает скорость только на выходе из-под капли, чтобы выполнялся баланс массы в соответствии с законом сохранения. Для наглядности выведем поле радиальной компоненты скорости в расчётной области (рис. 6), из которого видно, что парогазовая смесь начинает заметно двигаться только в момент вытекания из-под капли. Поле радиальной компоненты скорости показывает, что на нижней границе расчётной области при $z = 0$ выполняется условие прилипания.

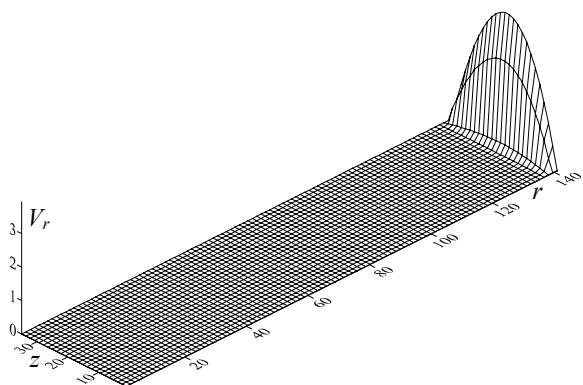


Рис. 6. Поле радиальной компоненты скорости под каплей на стадии установления

Профиль продольной компоненты скорости напоминает пуазейлевский, однако несмотря на условие прилипания на подложке, максимум скорости имеет место на высоте чуть ниже середины слоя. Небольшое смещение максимума к подложке объясняется тем, что вблизи поверхности капли в потоке отсутствует горизонтальная составляющая скорости. А именно, пар, движущийся от границы раздела фаз вертикально вниз, чуть смещает вытекающий из-под капли парогазовый поток к подложке.

Обнаруженное поведение парогазовой смеси под каплей в определённом смысле напоминает процесс вытекания жидкости из большой ёмкости через отверстие, сделанное вблизи дна. Если ёмкость очень большая, то жидкость в ней практически неподвижна, в то время как скорость струи жидкости в сечении отверстия определяется гидростатическим давлением согласно формуле

$$v = \sqrt{2gh} .$$

В нашем случае втекание в объём происходит сверху по большой длине, а вытекание – в горизонтальной плоскости. Также из результатов расчётов видно (рис. 6), что максимум скорости в середине потока истекающего газа составляет примерно 3 м/с.

Еще одной важной характеристикой рассматриваемого процесса является плотность потока пара из-под капли в окружающее пространство. График зависимости плотности потока пара от времени изображен на рис. 7. Эта зависимость подтверждает, что на временах больше 1 мкс плотность потока достигает установившегося значения и далее практически не меняется.

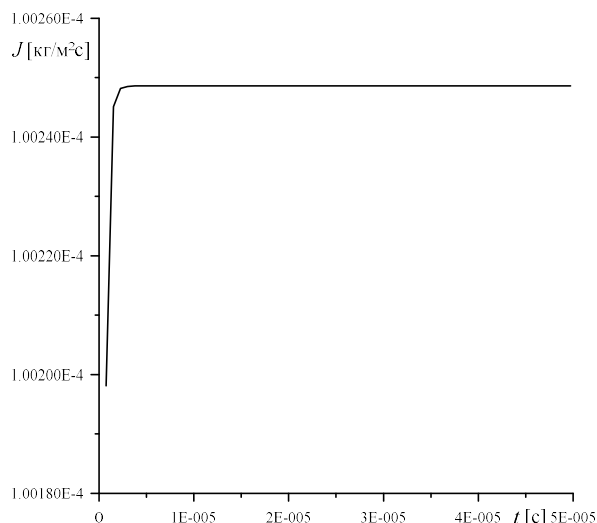


Рис. 7. Зависимость плотности потока пара из-под капли в окружающее пространство от времени

5. Анализ величины адгезионных сил

Как показывают результаты расчётов [12], равновесное расстояние на котором может находиться капля массой 5 мг над подложкой при $t = 90$ °С составляет примерно $h = 6$ мкм. Однако на таких расстояниях и меньше могут играть определённую роль адгезионные силы, имеющие молекулярную природу. Приведем оценку силы притяжения капли к подложке за счет ван-дер-ваальсовых сил и сравним её с избыточным давлением под каплей, чтобы оценить, насколько возможна левитация по обсуждаемым в данной работе причинам.

Воспользуемся аналитической формулой, приведенной в [18], и описывающей ван-дер-ваальсово взаимодействие сферической частицы с бесконечной плоской твёрдой поверхностью:

$$U = -\frac{A}{6} \left(\frac{a}{h} + \frac{a}{h+2a} + \ln \frac{h}{h+2a} \right). \quad (5.1)$$

Здесь U – потенциальная энергия взаимодействия, a – радиус частицы (в нашем случае радиус капли), h – расстояние между поверхностью частицы и плоскостью, A – константа Гамакера [18], которая в ходе оценок принималась равной $A = 10^{-20}$ Дж. Определённой степенью несферичности капли пренебрегаем. Вычислив градиент потенциальной энергии, найдём выражение для силы

$$f = -\frac{2A}{3} \left(\frac{a^3}{h^2(h+2a)^2} \right). \quad (5.2)$$

Далее эту силу необходимо поделить на площадь капли, чтобы вычислить давление. Численная подстановка в результирующую формулу параметров задачи дает притяжение посредством ван-дер-ваальсовых сил, сопоставимое с избыточным давлением пара только на расстояниях меньше одного нанометра. Иными словами, на расстояниях порядка микрометра эта сила пренебрежимо мала, и её можно не принимать во внимание.

Таким образом, количественные оценки показывают, что капля в принципе может не только витать в набегающем потоке воздуха, но и зависать над подложкой вследствие интенсивного одностроннего испарения в результате теплового взаимодействия с нагретой подложкой.

6. Заключение

Предлагаемая в работе более полная физико-математическая модель, описывающая способность капли парить над горячей подложкой, позволяет визуализировать поля скорости и концентрации водяного пара под каплей, которые показывают достаточно однородное распределение пара в объеме. Этот факт, в свою очередь, свиде-

тельствует об отсутствии причин, которые могли бы приводить к мелкомасштабной неустойчивости границы раздела фаз при зависании капли над твёрдой подложкой, по крайней мере на малых временах.

Список литературы

1. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1979. 416 с.
2. Ajaev V. S., Kabov O. A. Levitation and self-organization of droplets // Annual Review of Fluid Mechanics. 2021. Vol. 53. P. 203–225. DOI: 10.1146/annurev-fluid-030620-094158.
3. Саранин В. А. Падающая капля // «Потенциал». Математика. Физика. Информатика. 2020. Т. 189, № 9. С. 54–57.
4. Саранин В. А., Иванов Ю. В. Равновесие жидкостей и его устойчивость. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2009. 172 с.
5. Феоктистов Д. В., Кузнецов Г. В., Абедтазехбади А., Орлова Е. Г., Бондарчук С. П., Дорожкин А. В. Повышение энергоэффективности систем охлаждения энергонасыщенного оборудования путем смещения кризиса теплообмена второго рода в область более высоких температур // Известия Томского политехнического университета. Инжиниринг георесурсов. 2023. Т. 334, № 4. С. 72–88.
6. Vakarelski I. U., Patankar N. A., Marston J. O., Chan D. Y. C., Thoroddsen S. T. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces // Nature. 2012. Vol. 489. P. 274–277.
7. Борисов В. Т., Черепанов А. Н., Предтеченский М. Р., Варламов Ю. Д. Влияние смачиваемости на поведение жидкой капли после ее соударения с твердой подложкой // Прикладная механика и техническая физика. 2003. Т. 44, № 6. С. 64–69.
8. Матюхин С. И., Фроленков К. Ю. Форма капля жидкости, помещенных на твердую горизонтальную поверхность // Конденсированные среды и межфазные границы. 2013. Т. 15, № 3. С. 292–304.
9. де Жен П. Ж. Смачивание: статика и динамика // Успехи физических наук. 1987. Т. 151, Вып. 4. С. 619–681.
10. Shklyayev S. V., Fayzrakhmanova I. S., Straube A. V. Stick-slip dynamics of an oscillated sessile drop // Physics of Fluids. 2009. Vol. 21, 072104.
11. Alabuzhev A. A., Kolupaev V. S. The effect of substrate surface on the dynamics of sessile drop under axisymmetric vibrations // Interfacial Phenom-

- ena and Heat Transfer. 2021. Vol. 9, Iss. 1. P. 75–85.
12. Демин Ф. В., Демин В. А. К вопросу о левитации капли за счет испарения при тепловом взаимодействии с подложкой // Вестник Пермского университета. Физика. 2025. № 2. С. 27–36. DOI: 10.17072/1994-3598-2025-2-27-36
 13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Курс теоретической физики, Т. 6. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. 736 с.
 14. Демин В. А., Игошев С. А. К вопросу о газодинамической модели высокотемпературного силицирования пористых углеродных материалов // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2025. № 2. С. 135–146.
 15. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989. 616 с.
 16. Тарунин Е. Л. Вычислительный эксперимент в задачах свободной конвекции. Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1990. 228 с.
 17. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Изд-во физ.-мат. лит.-ры, 1963. 708 с.
 18. Elimelech M., Gregory J., Jia X., Williams R. A. Particle Deposition and Aggregation. Measurement, Modelling and Simulation. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1995. 441 p.
- References**
1. Kutateladze S. S. *Fundamentals of Heat Transfer Theory*. New York: Academic Press, 1963. 485 p.
 2. Ajaev V. S., Kabov O. A. Levitation and self-organization of droplets. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2021, vol. 53, pp. 203–225. DOI: 10.1146/annurev-fluid-030620-094158.
 3. Saranin V. A. A falling drop. *Potential. Mathematics. Physics. Informatics*, 2020, vol. 189, no. 9, pp. 54–57. (In Russian).
 4. Saranin V. A., Ivanov Yu. V. *Ravnovesie zhidkosti i ego ustoychivost'* [Equilibrium of liquids and its stability]. Izhevsk: Reguliarnai i khaoticheskai dinamika, 2009. 172 p. (In Russian).
 5. Feoktistov D. V., Kuznetsov G. V., Abedtazehabadi A., Orlova E. G., Bondarchuk S. P., Dorozhkin A. V. Increasing the energy efficiency of cooling systems for energy-saturated equipment by shifting the second kind heat transfer crisis to the higher temperature region. *Bulletin of the Tomsk Polytechnic University. Geo Assets Engineering*, 2023, vol. 334, no. 4, pp. 72–88.
 6. Vakarelski I. U., Patankar N. A., Marston J. O., Chan D. Y. C., Thoroddsen S. T. Stabilization of Leidenfrost vapour layer by textured superhydrophobic surfaces. *Nature*, 2012, vol. 489, pp. 274–277.
 7. Borisov V. T., Cherepanov A. N., Predtechenskii M. R. et al. Effect of wettability on the behavior of a liquid drop after its collision with a solid substrate. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 2003, vol. 44, pp. 803–808. DOI: 10.1023/A:1026231620036.
 8. Matyukhin S. I., Frolenkov K. Yu. Shape of liquid drops on solid horizontal surface. *Condensed Matter and Interfaces*, 2013, vol. 15, no. 3, pp. 292–304.
 9. de Gennes P. G. Wetting: Statics and dynamics. *Reviews of Modern Physics*, 1985, vol. 57, pp. 827–863.
 10. Shklyayev S. V., Fayzrakhmanova I. S., Straube A. V. Stick-slip dynamics of an oscillated sessile drop. *Physics Fluids*, 2009, vol. 21, 072104.
 11. Alabuzhev A. A., Kolupaev V. S. The effect of substrate surface on the dynamics of sessile drop under axisymmetric vibrations. *Interfacial Phenomena and Heat Transfer*, 2021, vol. 9, no. 1, pp. 75–85.
 12. Demin F. V., Demin V. A. On a droplet levitation due to the evaporation during thermal interaction with the substrate. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2025, no. 2, pp. 27–36. DOI: 10.17072/1994-3598-2025-2-27-36 (In Russian).
 13. Landau L. D., Lifshitz E. M. *Course of Theoretical Physics. Vol. 6. Fluid Mechanics*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1987. 554 p.
 14. Demin V. A., Igoshin S. A. Gasdynamic modeling of high-temperature siliconizing of porous silicon-based materials. *Fluid Dynamics*, 2025, vol. 60, 32. DOI: 10.1134/S001546282460528X
 15. Samarskii A. A. *The Theory of Difference Schemes*. New York: Marcel Dekker, 2001. 762 p.
 16. Tarunin E.L. *Vychislitel'nyy eksperiment v zadachah svobodnoi konveksii* [Computational Experiment in Free Convection Problems]. Irkutsk: Irkutsk University, 1990. 228 p. (In Russian).
 17. Vargaftik N. B. *Tables on the Thermophysical Properties of Liquids and Gases: in Normal and Dissociated States*. Washington: Hemisphere, 1975. 758 p.
 18. Elimelech M., Gregory J., Jia X., Williams R. A. *Particle Deposition and Aggregation. Measurement, Modelling and Simulation*. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1995. 441 p.

Просьба ссылаться на эту статью в русскоязычных источниках следующим образом:

Демин Ф. В., Демин В. А. Динамика паровоздушной смеси в зазоре между каплей и твёрдой подложкой // Вестник Пермского университета. Физика. 2026. № 1. С. 33–42. doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-33-42

Please cite this article in English as:

Demin F. V., Demin V. A. Dynamics of the steam-air mixture in the gap between a drop and a solid substrate. *Bulletin of Perm University. Physics*, 2026, no. 1, pp. 33–42. doi: 10.17072/1994-3598-2026-1-33-42

Сведения об авторах

1. Демин Фёдор Витальевич, аспирант кафедры общей физики, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Комсомольский проспект, 25, Пермь, 614990
2. Демин Виталий Анатольевич, д-р. физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой теоретической физики, Пермский государственный национальный исследовательский университет, ул. Букирева, 15, Пермь, 614068

Author information

1. Fedor V. Demin, Postgraduate Student, Department of General Physics, Perm National Research Polytechnic University; 25, Komsomolsky prospekt, Perm, 614990, Russia
2. Vitaly A. Demin, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of the Department of Theoretical Physics, Perm State University; 15, Bukireva st., Perm, 614068, Russia